

ESTUDIO DEL FUNCIONAMIENTO DEL DETECTOR DE NEUTRINOS DOUBLE CHOOZ

STUDY OF THE PERFORMANCE OF THE DOUBLE CHOOZ NEUTRINO DETECTOR



Autor: José Mariano López Castaño
marianorbb@gmail.com

Directores del trabajo:

Inés Gil Botella (Ciemat)
ines.gil@ciemat.es

Pau Novella Garijo (Ciemat)
pau.novella@ciemat.es

Índice

1. INTRODUCCIÓN	1
2. EXPERIMENTOS DE OSCILACIÓN DE NEUTRINOS	3
3. EL EXPERIMENTO DOUBLE CHOOZ	4
4. CARACTERIZACIÓN DEL RUIDO DE LA ELECTRÓNICA	7
5. CÁLCULO DE LA GANANCIA	8
6. CONCLUSIONES	10

Keywords: neutrino, mixing angle, oscillation, Double Chooz, calibration, gain, photomultiplier, reactor.

Palabras clave: neutrino, ángulo de mezcla, oscilación, Double Chooz, calibración, ganancia, fotomultiplicador, reactor.

Abstract:

Double Chooz is a reactor neutrino oscillation experiment whose purpose is the measurement of the still unknown mixing angle θ_{13} . It is based on the past CHOOZ experiment which has the best limit on this parameter. Double Chooz aims to reduce the systematic error of this measurement up to 0.6% using two identical detectors to eliminate the uncertainty on the antineutrino flux coming from reactors.

The main goal of this work is to perform a calibration of the far detector to check its performance and compute the gain of the electronic channels. This is necessary to estimate the energy deposited by each event from the registered data.

The first data taken with the far detector using a LEDs system have been analyzed for this study. The pulse baselines have been used to check the performance of the detector and the single photoelectron spectrum to compute the gain of all the channels.

The results of this study have proven that there is no noisy channels that can be a problem for the Double Chooz data analysis. In addition, the gain of each channel has been computed obtaining an average detector gain of 50.73 digital units of charge per photoelectron.

Resumen:

Double Chooz es un experimento de oscilaciones de neutrinos en reactores nucleares que pretende medir el ángulo de mezcla θ_{13} , todavía desconocido. Es el sucesor del experimento CHOOZ, que hasta ahora tiene el mejor límite en este parámetro. Double Chooz pretende reducir el error sistemático de esta medida al 0.6%, utilizando dos detectores idénticos para así eliminar la incertidumbre en el flujo de antineutrinos emitidos por los reactores.

El objetivo principal de este trabajo es realizar una calibración del detector lejano. Con esta calibración se pretende comprobar el correcto funcionamiento del detector y calcular la ganancia de los canales electrónicos. Esto es necesario para poder estimar la energía depositada por cada suceso a partir de los datos registrados.

Para este estudio se han utilizado los primeros datos tomados con el detector lejano utilizando un sistema de LEDs. Se ha estudiado el baseline de los pulsos para comprobar el correcto funcionamiento del detector y los espectros de carga de un fotoelectrón para calcular la ganancia.

Los resultados de este estudio han probado que en Double Chooz no hay canales ruidosos que puedan suponer un problema para el análisis. Además, se ha calculado la ganancia de cada canal obteniendo una ganancia media del detector de 50.73 unidades digitales de carga por cada fotoelectrón.

ESTUDIO DEL FUNCIONAMIENTO DEL DETECTOR DE NEUTRINOS DOUBLE CHOOZ

José Mariano López Castaño

Directores del trabajo: Inés Gil Botella (Ciemat) y Pau Novella Garijo (Ciemat)

20 de Junio de 2011

1. INTRODUCCIÓN

La teoría más importante para describir las relaciones entre las interacciones fundamentales y las partículas elementales es el Modelo Estándar [1]. Dicho modelo describe las interacciones fuerte, electromagnética y débil entre las partículas elementales. La interacción fuerte es la responsable, por ejemplo, de la interacción entre protones y neutrones en los núcleos atómicos y la cohesión en la composición de quarks de las partículas. La interacción electromagnética es responsable de la atracción (repulsión) entre partículas cargadas. La interacción débil, entre otras cosas, es responsable de la radioactividad natural que presentan algunos materiales.

Estas interacciones son representadas por partículas mediadoras, que son bosones (espín entero). Los 8 gluones sin masa son los responsables de la interacción fuerte. La interacción electromagnética es mediada por el fotón y la interacción débil por los bosones W^\pm y Z que son muy masivos, de ahí su corto alcance.

La materia está formada por fermiones (espín $\frac{1}{2}$) que se dividen en quarks y leptones según sientan o no la interacción fuerte. Hay

3 familias de quarks:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix}$$

y 3 familias de leptones:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Los neutrinos son los únicos fermiones sin carga. Sólo sienten la fuerza débil, lo que conlleva una sección eficaz muy pequeña, por lo que sus interacciones ocurren con poca probabilidad.

El campo de cualquier partícula elemental se representa mediante dos campos quirales, uno “left-handed” y otro “right-handed”. El neutrino es la única excepción, al tener sólo la contribución del campo “left-handed”. Una característica importante de las partículas es su masa. Para poder dotar a las partículas de masa necesitamos un bosón de espín 0. El bosón de Higgs dota de masa a las partículas a través del mecanismo de Higgs [2]. Para que el mecanismo sea efectivo se necesita la contribución de ambos campos, por lo que en el Modelo Estándar el neutrino no tiene masa.

El neutrino fue postulado por W.Pauli en 1930 para salvar el principio de conservación de la energía. En 1933 fue integrado en la primera teoría de la desintegración- β por E.Fermi. En 1956 F.Reines y C.Cowan

demonstraron su existencia en la desintegración- β .

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (1)$$

detectándolo mediante la desintegración β inversa

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (2)$$

Este neutrino fue confirmado como electrónico gracias a los experimentos de L.Lederman en 1962.

El descubrimiento del neutrino llevó a los astrofísicos a estudiar las reacciones de fusión en el sol mediante los neutrinos producidos. También se midieron los neutrinos producidos por la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera. En ambos experimentos se encontró un déficit en el flujo de neutrinos respecto al teórico. Dichos déficits se conocieron como anomalías solares y atmosféricas. Posteriormente, se comprobó experimentalmente que los neutrinos cambian de sabor al propagarse (oscilaciones de neutrinos).

En el Modelo Estándar, para que sea posible la oscilación de neutrinos, es necesario una modificación de la teoría, ya que los neutrinos deben tener también una contribución de un campo “right-handed”. La existencia de ese campo implica que los neutrinos tengan masas. La verdadera escala de la masa de los neutrinos no ha sido aún descubierta por los experimentos, sólo existen límites superiores a las masas [3].

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 2.2 \text{ eV} \\ m_{\nu_\mu} &< 170 \text{ keV} \\ m_{\nu_\tau} &< 15.5 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3)$$

El fenómeno de oscilación de los neutrinos fue postulado por B.Pontecorvo en 1957 [4], pero plenamente desarrollado por Z.Maki, M.Nakagawa y S.Sakata en 1962 [5]. Es un efecto mecano-cuántico debido a la no correspondencia entre los estados de interacción o sabor y los estados de propagación o

masa. La matrix usada para diagonalizar la matriz de acoplamiento de Yukawa es la llamada matriz de mezcla de Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo (MNSP) $U_{MNSP} \equiv U$. Dicha matriz relaciona los estados de sabor $|\nu_\alpha\rangle$ del neutrino con los estados de masa $|\nu_i\rangle$ de la siguiente forma:

$$|\nu_\alpha(t, L)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k L)} |\nu_k\rangle \quad (4)$$

De ésta se puede deducir la probabilidad de transición:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t, L) \rangle|^2 = \delta_{\alpha\beta} - \\ &4 \sum_{k>j} \Re [U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \left(\frac{L \Delta m_{jk}^2}{4E} \right) + \\ &2 \sum_{k>j} \Im [U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin \left(\frac{L \Delta m_{jk}^2}{2E} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

donde E es la energía del neutrino, L la distancia que ha recorrido y por convención $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$. La invarianza CPT implica que $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$. Como consecuencia, si se producen las oscilaciones, las masas de los neutrinos han de ser diferentes.

Si consideramos sólo dos familias de neutrinos los estados de sabor son una superposición lineal de los estados de masa que depende de un sólo parámetro, como se indica en la ecuación [6], donde θ es el ángulo de mezcla.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Al calcular la probabilidad de transición entre los dos estados obtenemos

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \left[\sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \right] \quad (7)$$

para $\alpha \neq \beta$. La probabilidad de supervivencia es $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = 1 - P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E)$

Para 3 familias, la matriz de transformación depende de 4 parámetros: (ecuación [8]), tres ángulos de mezcla θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} y una fase de violación CP δ .

La matriz de mezcla en el vacío viene dada por:

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (8)$$

donde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ y $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$.

Cuando los neutrinos viajan por la materia se modifica la probabilidad de oscilación del neutrino debido a las interacciones con el medio. Todos los sabores de neutrinos interaccionan a través de corrientes electrodébiles neutras (NC), pero los electrónicos además pueden interaccionar mediante corrientes cargadas (CC). Las corrientes neutras generan una fase global irrelevante. Sólo las cargadas provocan cambios en las oscilaciones [6].

2. EXPERIMENTOS DE OSCILACIÓN DE NEUTRINOS

Los neutrinos proceden de diversos tipos de fuentes. La fuente más intensa de neutrinos es el sol. Esta cantidad de neutrinos es producida en las numerosas desintegraciones β que ocurren en su núcleo. Otros objetos estelares, como por ejemplo las Supernovas de tipo II y los rayos cósmicos también producen neutrinos que llegan a la tierra. Además hay fuentes artificiales de neutrinos como las centrales nucleares y los aceleradores de partículas.

El primer experimento que midió el flujo de neutrinos procedentes del sol fue el experimento Homestake [7]. Fue diseñado con el objetivo de confirmar el SSM (Standard Solar Model). El detector utilizado usaba

^{37}Cl para detectar neutrinos. El experimento encontró un déficit en el flujo de neutrinos. Este déficit fue confirmado por los experimentos con detectores de Galio: SAGE [8], GALLEX [9] y GNO [9] y en otros experimentos en los que se usaron detectores Cherenkov de los que Kamiokande [10] y Super-Kamiokande [11] fueron los más importantes. En 2001, el experimento SNO [12] confirmó definitivamente las oscilaciones de los neutrinos solares al detectar todos los tipos de neutrinos.

La interacción de los rayos cósmicos, principalmente protones, con núcleos de la atmósfera produce hadrones. Estos hadrones son principalmente piones. Los piones se desintegran en neutrinos (y antineutrinos) muónicos y electrónicos en proporción 2:1. Sin embargo, los experimentos Kamiokande [13] e IMB [14] daban valores cercanos a 1 como medida de esta proporción, al igual que Super-Kamiokande [15] que en 1998 proporcionó la primera evidencia experimental de las oscilaciones de los neutrinos atmosféricos [16]. Otros como Soudan 2 [17] y MACRO [18] obtuvieron resultados similares.

Los experimentos de aceleradores más importantes han sido K2K [19] y MINOS [20]. Estos experimentos proporcionaron la confirmación de las oscilaciones en el rango de los neutrinos atmosféricos usando haces artificiales. Además mejoraron la sensibilidad de los parámetros de las oscilaciones $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. El experimento T2K [21] pretende detectar la aparición de neutrinos electrónicos a partir de neutrinos muónicos.

Los reactores nucleares son otro lugar adecuado para llevar a cabo los experimentos de oscilaciones. En ellos se mide la desaparición de $\bar{\nu}_e$ producidos por los reactores. Los primeros experimentos de reactores no encontraron evidencias de oscilaciones en el rango de los neutrinos atmosféricos. Posteriormente, comenzó una nueva ge-

neración de experimentos de neutrinos en reactores, como KamLAND [22], Palo Verde [23] o CHOOZ [24]. El déficit de neutrinos obtenido en los experimentos solares podía ser explicado por diferentes regiones en el plano $\sin^2 \theta - \Delta m^2$. El experimento KamLAND confirmó definitivamente la solución a dicho problema.

El primer objetivo del experimento CHOOZ fue intentar resolver el problema de los neutrinos atmosféricos. Este problema era averiguar qué tipo de oscilación causaba la anomalía atmosférica. Ésta podía ser debida tanto a la oscilación de neutrinos muónicos a electrónicos, como a tauónicos. CHOOZ no observó oscilaciones en esas condiciones pero consiguió obtener el mejor límite al parámetro θ_{13} cuyo valor aún es desconocido.

Actualmente los valores de los parámetros a 1σ son: [25]

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{12} &= 0,312^{+0,017}_{-0,015} \\ \sin^2 2\theta_{13} &< 0,14 \text{ (90 \%C.L.)} \\ \sin^2 \theta_{23} &= 0,51 \pm 0,06 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{12}^2 = (7,59^{+0,20}_{-0,18}) \times 10^{-5} eV^2 \quad (10)$$

$$\Delta m_{atm}^2 = |\Delta m_{32}^2| = (2,45 \pm 0,09) \times 10^{-3} eV^2 \quad (11)$$

El signo de la primera diferencia de cuadrados de masa pudo ser determinado gracias al efecto MSW [26]. Para resolver el problema de la jerarquía de masas necesitamos conocer el signo de Δm_{23}^2 . Si Δm_{32}^2 es positivo $m_3 > m_2 > m_1$, en caso contrario $m_2 > m_1 > m_3$.

3. EL EXPERIMENTO DOUBLE CHOOZ

Double Chooz es un experimento de oscilaciones de neutrinos cuyo objetivo es determinar el ángulo de mezcla θ_{13} todavía desconocido. Para ello se mide la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos, (ecuación 7), generados en la desintegración β^- de los productos de fisión de la central nuclear de Chooz (Francia), que cuenta con dos reactores de agua a presión que proporcionan un flujo de $1,6 \times 10^{21} \bar{\nu}/s$.

Double Chooz consta de dos detectores idénticos. El más cercano se sitúa a 400m de los reactores, a una profundidad de 120 m.w.e. (metros equivalentes de agua), donde no se espera oscilación significativa. El más lejano a 1.05 km, bajo una montaña que proporciona 300 m.w.e., servirá para medir la desaparición de antineutrinos (figura 1). Debido a la corta distancia entre la fuente y los detectores, los efectos de interacción con la materia son despreciables. La ventaja de usar dos detectores es que se elimina el principal problema que tenían los experimentos anteriores, la incertidumbre en el flujo inicial de $\bar{\nu}_e$, lo que reducirá el error sistemático hasta el 0.6 %, frente al 2 % del experimento CHOOZ.

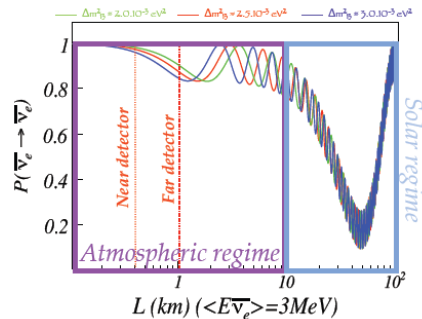


Figura 1: Probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos en función de la distancia recorrida para diferentes valores de Δm_{13}^2

La figura 1 muestra la probabilidad de oscilación en función de la distancia entre la fuente y los detectores, para distintos valores de Δm_{13}^2 . Observamos que en el detector cercano no se observaría desaparición de $\bar{\nu}$ porque su probabilidad de supervivencia es próxima a 1. En el detector lejano, en cambio, tenemos una probabilidad de supervivencia próxima a 0.8, por lo que debería apreciarse la desaparición.

La detección de los neutrinos se realiza mediante la desintegración β inversa, (ecuación 2), cuyo umbral es 1.806 MeV. La señal de que se ha producido tal suceso es la detección de la energía del positrón junto con 2 gammas procedentes de su aniquilación, en coincidencia con la detección retardada de la captura del neutrón (figura 2). La energías del positrón y antineutrino están relacionadas.

$$E_{\bar{\nu}} = E_e + m_n - m_p \quad (12)$$

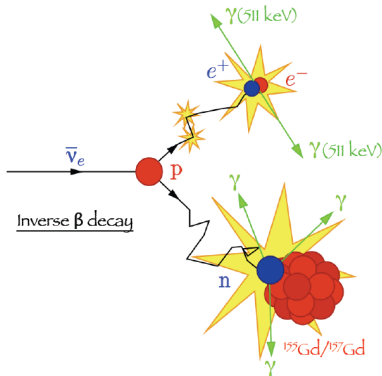


Figura 2: Esquema de la interacción del neutrino en el detector.

El detector Double Chooz (figura 3) está formado por una serie de cilindros concéntricos. El blanco es el cilindro más interno. Contiene un líquido centelleador dopado con Gadolinio, donde tendrá lugar la interacción del $\bar{\nu}$ y la captura del neutrón. Las partículas interactúan con el líquido centelleador produciendo luz de centelleo. El blanco está rodeado por el γ -catcher. En él también hay líquido centelleador, aunque

en este caso no está dopado con Gadolinio. Su función es recoger los gammas procedentes de la interacción que escapan del blanco. Cubriendo a ambos hay un nuevo cilindro, el buffer. Éste está relleno de aceite no centelleador. En él están instalados los fotomultiplicadores (PMTs) que recogen la luz de centelleo generada por la interacción de las partículas en el líquido. La función del buffer es aislar al blanco del detector de la radioactividad de los PMTs. El inner veto es un cilindro exterior al buffer. Está diseñado para detectar muones. Está equipado con PMTs y líquido centelleador. El blindaje es la capa de acero que recubre todo con el objetivo de reducir la radiación ambiental. Por último el outer veto cubre la parte superior del detector y su función es también detectar los muones. La señal de los muones en sí es fácilmente distinguible de las de los neutrinos, pero no así la de los productos de sus desintegraciones.

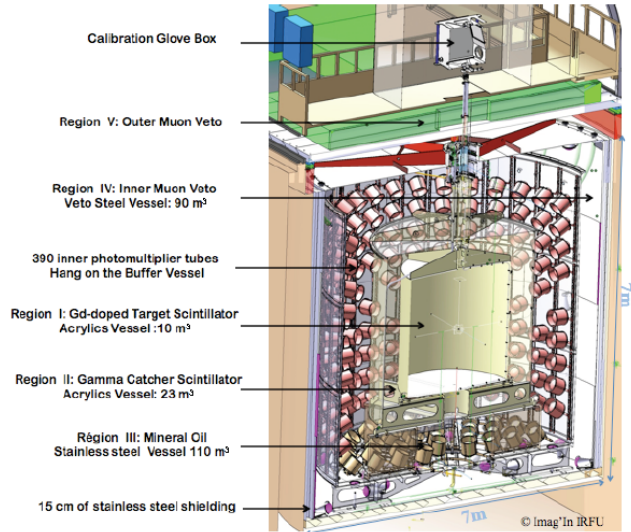


Figura 3: Esquema del detector Double Chooz.

Los PMTs son los encargados de recoger los fotones y transformarlos en corriente eléctrica. La luz pasa a través de una ventana y en el fotocátodo se produce uno o más

fotoelectrones mediante efecto fotoeléctrico. Estos electrones se multiplican en el interior cuando chocan con los dínodos (figura 4). Después del último dínodo los electrones se dirigen hacia el ánodo, produciendo una corriente eléctrica.

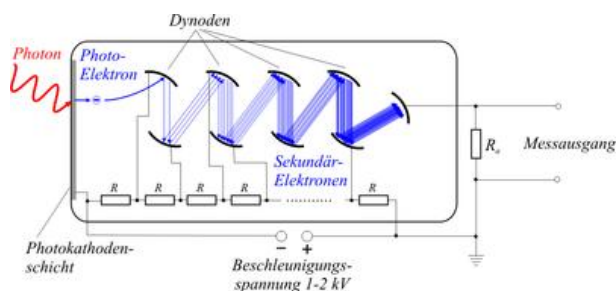


Figura 4: Esquema del fotomultiplicador

La ganancia de un PMT es la relación entre el número de fotoelectrones producidos en el fotocátodo y la carga eléctrica recogida en el ánodo.

En Double Chooz hay una cadena electrónica encargada de procesar la corriente que se produce en el ánodo de cada PMT (figura 5). Esto es lo que llamamos un canal. El número total de canales de Double Chooz es 468, de los cuales 390 son de PMTs del buffer y 78 de PMTs del inner veto. Los PMTs usados en el buffer son PMTs R7081 de 10 pulgadas de Hamamatsu [27].

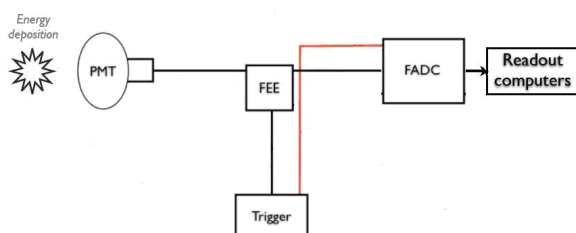


Figura 5: Cadena electrónica del experimento

El Front End Electronics (FEE) es el elemento que amplifica la corriente proce-

dente de los PMTs y la envía al siguiente elemento, que son los flash-ADC. Cuando se produce una señal paralelamente se envía otra al trigger.

Los flash-ADC [28] muestrean la corriente que les llega del FEE cada $2ns$. Tienen una memoria que les permite guardar $4\mu s$ de datos digitalizados. Cuando reciben la señal del trigger transmiten la información de los $256ns$ posteriores al ordenador que registra los datos. El trigger decide si ha ocurrido un suceso en base a la carga total recogida en los PMTs.

Para entender cuánta carga se genera en los PMTs por cada fotoelectrón se necesita calibrar el detector. Para ello se usa un sistema de LEDs que está integrado dentro del detector. Se usa la emisión de luz a 3 longitudes de onda diferentes: 380 nm, 425 nm y 475 nm. Las longitudes de onda de 425 y 475 nm son absorbidas directamente por los fotomultiplicadores. La de 380 nm provoca una re-emisión del líquido centelleador. Los LEDs se pueden activar independientemente unos de otros, por si se desea iluminar una única zona del detector. Hay 2 tipos de inyección: luz difusa y en forma de haz. Hay 14 LEDs que emiten en forma de haz con 8 diferentes niveles de intensidad de luz. Para la difusión hay 20 LEDs en las paredes, 8 en el techo y 8 en el suelo del detector, también con 8 niveles de intensidad. La figura 6 muestra un esquema del sistema de calibración.

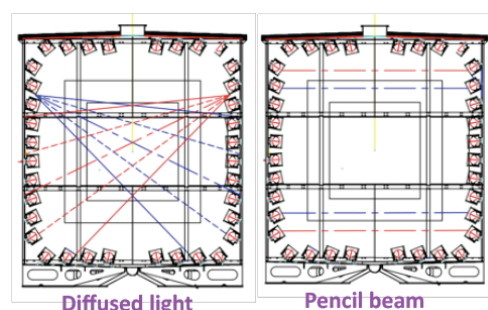


Figura 6: Disposición del sistema de calibración con LEDs.

4. CARACTERIZACIÓN DEL RUIDO DE LA ELECTRÓNICA

La caracterización del ruido de la electrónica en cada canal nos permite determinar si alguno de ellos está defectuoso.

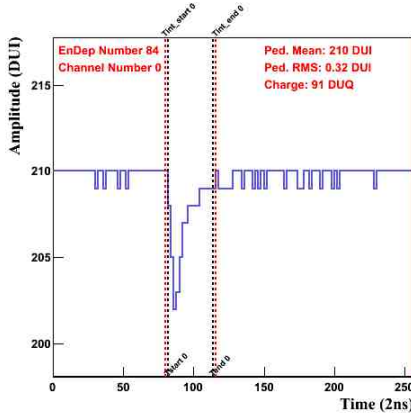


Figura 7: Un pulso obtenido en uno de los canales de la electrónica.

La figura 7 muestra un ejemplo de los pulsos obtenidos en cada canal una vez digitalizados. Como se ve, la señal aparece sobre un nivel base de corriente o baseline, alrededor de 210 unidades digitales de corriente (DUI). La integración temporal del pulso proporciona la carga de la señal, de la que debemos sustraer la integración de su baseline, lo cual se conoce como pedestal. Se puede comprobar el buen o mal funcionamiento de un canal estudiando la distribución del baseline (su media y dispersión o RMS) a lo largo de un período de toma de datos (run).

Tenemos dos formas de medir el valor del baseline. La primera es utilizando un trigger externo. Se recoge la información de los flash-ADC sin que haya ocurrido ningún suceso y se promedia. La segunda es utilizar los primeros 50 ns del pulso.

Para este estudio utilizamos los datos adquiridos en el detector Double Chooz con

el sistema de calibración de LEDs. La figura 8 muestra la distribución del valor medio del baseline para un canal a lo largo de un run. Como se ve, el baseline se mantiene estable a lo largo de todo el run alrededor de 210 DUI. En la figura 9 se observa la distribución de la RMS del baseline para el mismo canal a lo largo del run. Esta dispersión nos proporciona el nivel de ruido en el canal. Como se ve, la media de esta distribución está muy por debajo de 1 DUI.

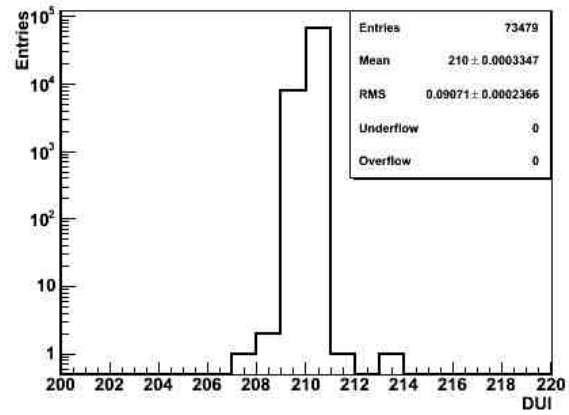


Figura 8: Distribución del valor del baseline para un canal a lo largo de un run.

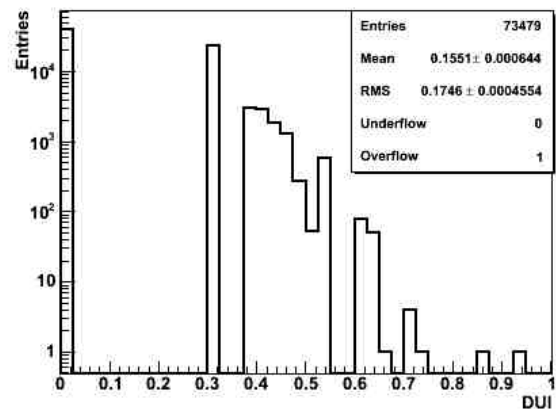


Figura 9: Distribución del RMS del baseline para un canal a lo largo de un run.

En las figuras 10 y 11 se muestran los

valores medios y la RMS del baseline para cada canal, respectivamente. Se puede concluir que todos los canales del detector Double Chooz tienen un baseline alrededor de 210 DUI. Asimismo, se ve que todos los canales son muy poco ruidosos ya que su RMS está siempre en torno a 0.3 DUI.

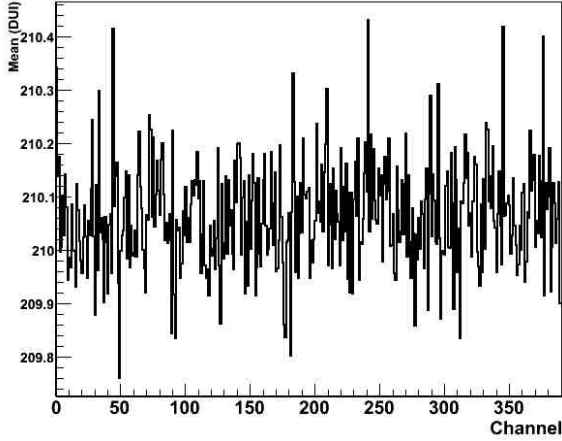


Figura 10: Representación del valor medio del baseline de todos los canales.

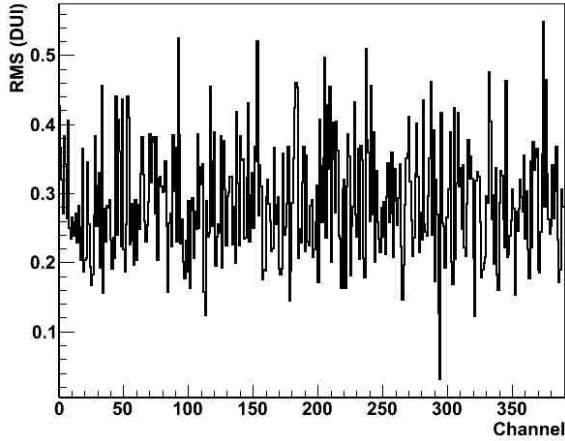


Figura 11: Representación del RMS del baseline de todos los canales.

5. CÁLCULO DE LA GANANCIA

Para conocer el número total de fotoelectrones generados en un suceso necesitamos conocer la ganancia de cada canal (carga total medida por fotoelectrón). La carga se obtiene mediante la integración de los pulsos a la que se les sustrae el pedestal. Ésta se obtiene en unidades digitales de carga (DUQ). Para obtener la ganancia en cada canal usaremos datos obtenidos con el sistema de calibración de LEDs a baja intensidad, de manera que el número medio de fotoelectrones generados sea bastante menor que uno.

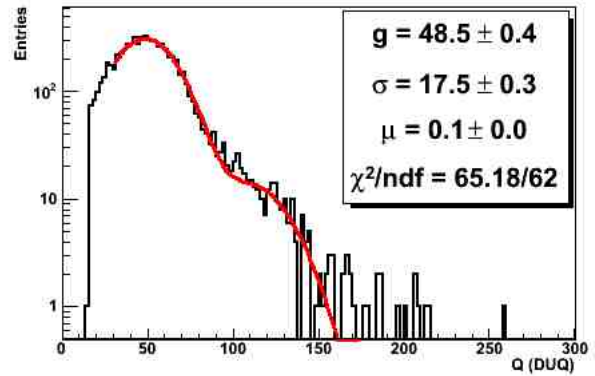


Figura 12: Espectro de carga obtenido en un canal. Superpuesto aparece el ajuste obtenido con la ecuación 13.

La figura 12 muestra un ejemplo del espectro de carga obtenido en un canal. Este espectro se puede ajustar de acuerdo con la siguiente expresión:

$$f = \sum_{i=1}^{Np} P(i, \mu) G(g, \sigma) \quad (13)$$

donde Np es el número de fotoelectrones, P es la probabilidad de Poisson de observar i fotoelectrones dado el número medio de fotoelectrones μ y G es la distribución gaus-

siana donde g es la ganancia y σ es la dispersión. El espectro es, por tanto, una convolución de gaussianas que describen la respuesta del canal a 1, 2, 3,... fotoelectrones. Dichas gaussianas están pesadas por la probabilidad de Poisson de tener dicho número de fotoelectrones.

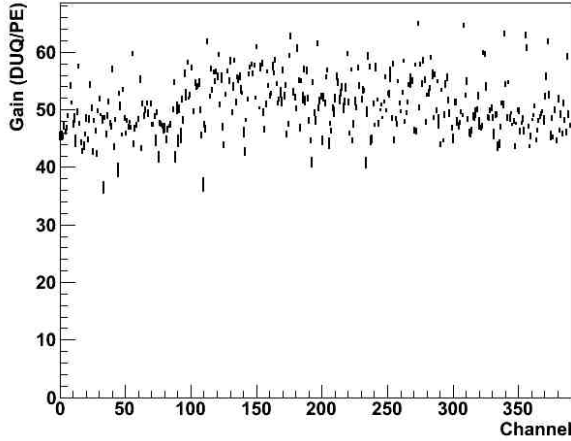


Figura 13: Representación de la ganancia de todos los canales.

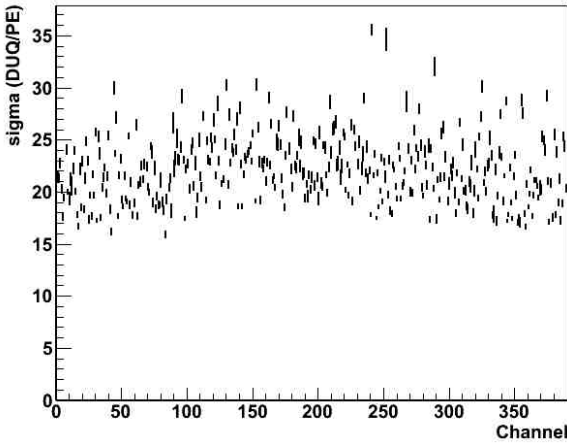


Figura 14: Representación de la dispersión de todos los canales.

Para cada canal se obtiene la ganancia, la varianza σ y el número medio de fotoelectrones. Las figuras 13, 14 y 15 muestran estos parámetros para los 390 canales del detector. Podemos ver que la ganancia es

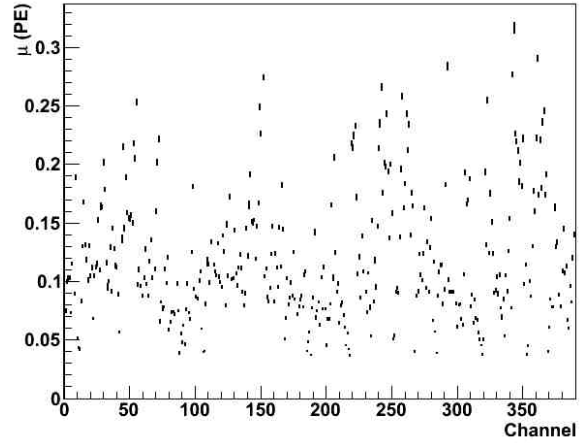


Figura 15: Representación del número medio de fotoelectrones de todos los canales.

estable alrededor de 50 DUQ/pe (pe = fotoelectrón) mientras que la dispersión está alrededor de 20 DUQ/pe. El número medio de fotoelectrones en cada canal es 0.15 aproximadamente.

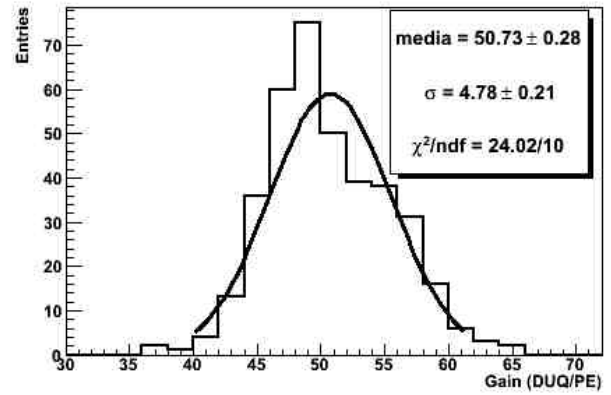


Figura 16: Distribución de la ganancia de todos los canales.

En la figura 16 se puede ver la distribución de las ganancias que sigue una gaussiana con media de 50.73 DUQ/pe y una σ de 4.78 DUQ/pe.

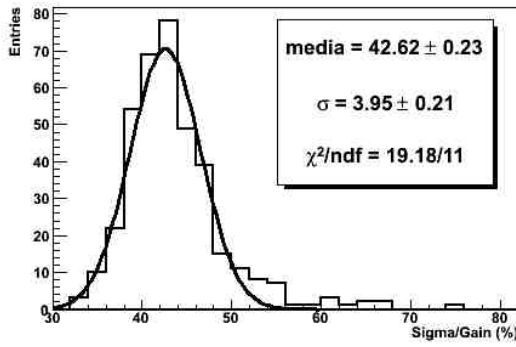


Figura 17: Distribución en porcentaje de la varianza de todos los canales.

La figura 17 contiene las anchuras del pico de un fotoelectrón (σ/g) cuya media es de 42.62 %.

Para este trabajo se han analizado los primeros datos de calibración obtenidos con el detector de lejano de Double Chooz. En el análisis del ruido se observa que todos los baselines están en torno a 210 DUI y las RMS alrededor a 0.3 DUI sin que ninguno supere las 0.6 DUI. Esto indica que no tenemos canales ruidosos. Además se ha calculado la ganancia de cada canal obteniendo una ganancia media en el detector de $g = 50,73$ DUQ/pe y una anchura media de $\sigma/g = 42,62$ %.

En conclusión, para este estudio se ha realizado una primera calibración del detector Double Chooz y se ha comprobado que el experimento está en buenas condiciones para llevar a cabo la toma de datos.

6. CONCLUSIONES

El experimento Double Chooz tiene como objetivo la medida del ángulo de mezcla θ_{13} con una sensibilidad sin precedentes. Esta mejora en la sensibilidad se basa en el uso de dos detectores idénticos. La energía depositada por las partículas al interactuar en el detector es transformada en luz por los líquidos centelleadores, convertida en una señal eléctrica por los PMTs y digitalizada por el sistema de adquisición.

Para poder realizar un tratamiento de datos adecuado es necesario calibrar el detector. La calibración tiene dos objetivos principales: analizar el ruido de la electrónica asegurando que todos los canales están en buenas condiciones para la toma de datos y calcular la ganancia comprobando que no tiene variaciones significativas de un PMT a otro y a lo largo del tiempo. De esta manera, podemos conocer el número de fotoelectrones recogidos por cada PMT y de su suma podemos inferir la energía de cada suceso. A tal efecto hay integrado un sistema de LEDs en el detector.

Referencias

- [1] Bergess and Moore. The Standard Model: A Primer. Cambridge: 1^a Edición (2006).
- [2] J.F.Gunion, H.Haber and G.Kane. The Higgs hunter's guide. Editorial Perseus. 2000.
- [3] K.Nakamura. (Particle data group), J.Phys.G37,075021(2010).
- [4] B.Pontecorvo. Mesonium and antimesonium. Sov. Phys. JETP, 6, 429, 1957.
- [5] Z. Maki, M.Nakagawa and S.Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. Prog. Theor. Phys., 28, 870, 1962.
- [6] C.Giunti and Chung W. Kim. Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. Oxford (2007).
- [7] B.T.Cleveland. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. Astrophysics Journal, 496, 505-526, 1998.
- [8] J.N.Abdurashitov. Measurements of the solar neutrino capture rate by the Russian-American gallium solar neutrino experiment during one half and the 22-year cycle of solar activity. J. Exp. Theor. Phys., 95, 181-193, astro-ph/0204245,2002.
- [9] M.Altmann. Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. Phys. Lett. B, 616, 174, hep-ex/0504037,2005
- [10] Y.Fukuda. Solar neutrino data covering solar cycle 22. Phys. Rev. Lett., 77, 1683-1686,1996
- [11] J.Hosaka. Solar neutrino measurements in SuperKamiokande I. Phys.Rev. D73, 112001, hep-ex/0508053, 2006
- [12] Q.R.Ahmad. Measurement of the rate $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sedbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett., 87, 071301, nucl-ex/0106015, 2001.
- [13] K.S.Hirata. Experimental study of the atmospheric neutrino flux.Phys. Lett.B, 205, 416-420, 1988.
- [14] D. Casper. Measurement of atmospheric neutrino composition with the IMB-3 detector. Phys. Rev. Lett., 66, 2561-2564, 1991.
- [15] Y.Ashie. A measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I. Phys. Rev. D71, 112005, hep-ex/0501064, 2005.
- [16] Y.Fukuda. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. Phys. Rev. Lett., 81, 1562-1567, hep-ex/9807003, 1998.
- [17] M. Sanchez. Observation of atmospheric neutrino oscillation in Soudan 2. Phys. Rev. D68, 113004, hep-ex/0304037, 2003.
- [18] M. Ambrosio. Atmospheric neutrinos oscillations from upward through-going muon multiple scattering in MACRO. Phys. Lett. B, 566, 35, hep-ex/0307069, 2003.
- [19] M.H.Ahn. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. Phys. Rev. D74, 072003, hep-ex/0606032, 2006.
- [20] D.G.Michael. Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors in the NuMI neutrino

- beam. Phys. Rev.Lett., 97, 191801, hep-ex/0607088, 2006.
- [21] Y.Itow. (T2K Collaboration). (2001).arXiv:hep-ex/0106019.
- [22] K.Eguchi. First results from KamLAND: evidence for reactor anti-neutrino disappearance. Phys. Rev. Lett.,90, 021802, hep-ex/0212021, 2003. Lett., 97, 191801, hep-ex/0607088, 2006.
- [23] F.Boehm. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment. Phys. Rev. D64, 112001, hep-ex/0107009, 2001.
- [24] M. Apollonio. Initial results from the CHOOZ long baseline reactor neutrino oscillation experiment. Phys. Lett. B, 420, 397, 1998.
- [25] T. Schwetz, M. Tortola and J. W. F. Valle. Global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavour oscillation parameters, New J. Phys. **13** (2011) 063004 [arXiv:1103.0734 [hep-ph]].
- [26] S.P.Mikheev y A.Yu.Smirnov. Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy. Sov. J. Nucl. Phys., 42, 913-917, 1985.
- [27] Hamamatsu: Photomultiplier Tubes. Basics and Applications. Third Edition (2006). 353 Hamamatsu Photonics.
- [28] Akiri, Tarek. Test des flash-ADCs, optimisation de la conception du détecteur et développement d'un nouveau concept de reconstruction spaciales dans l'expérience de neutrino Double Chooz. Tesis doctoral, L'Université Paris diderot. (2010)